

УДК 533.6.011.72

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СТАЦИОНАРНЫХ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ ОДНОГО НАПРАВЛЕНИЯ

РОСЛЯКОВ Г. С., СТАРЫХ А. Л., УСКОВ В. Н.

Регулярное взаимодействие скачков уплотнения одного направления (догоняющих скачков) в вязком совершенном газе, приводящее к возникновению одной точки интерференции и трех исходящих разрывов (результатирующего скачка уплотнения того же направления, тангенциального и отраженного разрывов), изучено достаточно подробно [1, 2]. Отраженный разрыв при таком взаимодействии может быть скачком уплотнения, центрированной волной разрежения (в начальной точке которой терпят разрыв газодинамические функции) или слабой волной (на которой претерпевают разрыв первые производные газодинамических функций) [1]. Взаимодействие догоняющих скачков может происходить и нерегулярно с образованием сложных ударно-волновых структур, содержащих две или три точки интерференции [3]. Исследования нерегулярного взаимодействия обычно опирались на феноменологическую классификацию [4], основанную на зависимости вида ударно-волновой структуры от местоположения точки интерференции падающего скачка с головной ударной волной перед затупленным телом. Классификация [4] не позволяет выработать надежных критериев вида взаимодействия в течениях других классов, а также не исчерпывает всех возможных видов взаимодействия, поскольку базируется на неполном параметрическом исследовании. Отдельные расчеты нерегулярного взаимодействия, связанные в основном с определением нагрузок на элементы конструкций, производились либо решением систем уравнений на газодинамических разрывах, аналогичных [2], либо численными методами установления без выделения внутренних разрывов [5, 6]. Отмечено [6], что в таких расчетах теряются детали течения и невозможно установить конкретный вид взаимодействия. Предложенный в [5, 7] критерий перехода от регулярного взаимодействия к нерегулярному нуждается в уточнении.

В настоящей работе на основе [1] разработана классификация возможных видов ударно-волновых структур, образующихся в результате интерференции догоняющих скачков в однородном потоке. Получен ряд аналитических и численных критериев вида взаимодействия, что позволило обосновать и дополнить анализ [2] областей определяющих параметров течения, в которых существуют стационарные решения для ударно-волновых структур различных видов. Проведенные расчеты согласуются с известными экспериментальными данными.

1. В основу классификации возможных видов взаимодействия положена в отличие от [4] возможность удовлетворения условий динамической совместности на тангенциальных разрывах, исходящих из каждой точки интерференции [1]

$$P_i = P_j, \quad \theta_i = \theta_j \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \ln P_i}{\partial s} = \frac{\partial \ln P_j}{\partial s}, \quad \frac{\partial \theta_i}{\partial s} = \frac{\partial \theta_j}{\partial s} \quad (1.2)$$

Условия динамической совместности (1.1) — это традиционные требования равенства статических давлений и параллельности линий тока по обе стороны тангенциального разрыва, а дифференциальные условия (1.2) связывают производные статических давлений вдоль разрыва и кривизны линий тока по обе стороны разрыва в точке интерференции.

Модель взаимодействия строится, исходя из следующих положений. Из любой точки интерференции выходит лишь один тангенциальный разрыв и не более одного скачка уплотнения или центрированной волны раз-

режения каждого направления. В случае дозвукового течения за скачком уплотнения последний может изменять свою интенсивность и форму, подстраиваясь под условия в точке интерференции, тогда как скачок со сверхзвуковым течением за ним сохраняет интенсивность. Из нескольких возможных решений задачи реализуется решение с наименьшими интенсивностями газодинамических разрывов, откуда, в частности, следует, что взаимодействие происходит нерегулярно только тогда, когда отсутствует решение для регулярного.

При неудовлетворении условий динамической совместности для регулярного взаимодействия догоняющих скачков на первом скачке может возникать тройная конфигурация типа маховского отражения. Отраженный скачок этой тройной конфигурации в свою очередь взаимодействует со вторым догоняющим скачком с образованием новых точек интерференции (эти скачки имеют разные направления).

Из анализа решений задачи в плоскости ударных поляр, приведенного ниже, следует, что указанным положениям удовлетворяют лишь девять конфигураций стационарных газодинамических разрывов, показанных на фиг. 1, где приходящие скачки имеют номера 1 и 2, результирующий и отраженный разрывы — 4 и 3, тангенциальные разрывы обозначены τ , буквой O со штрихами указаны точки интерференции, цифровые индексы отмечают газодинамические параметры в областях за разрывами с соответствующими номерами.

Конфигурации 1—3 (фиг. 1, *a, б, в*) известны как регулярное взаимодействие и различаются типом отраженного разрыва. Нерегулярное взаимодействие видов 4—6 (фиг. 1, *г, д, е*) характеризуется дозвуковым течением за вторым скачком, а видов 7—9 (фиг. 1, *ж, з, и*) — сверхзвуковым. Конфигурации 1—3 относятся к виду VI классификации [4], 8 и 6 — соответственно к видам V и IV (последняя — наряду с аналогичным, но обусловленным другими причинами, видом взаимодействия двух скачков уплотнения разных направлений). Структуры 4, 5 были известны как λ -конфигурации [3, 8], хотя и отличаются типом тройной конфигурации. Структуры 7 и 9 ранее не наблюдались.

В качестве определяющих параметров задачи выбраны отношение теплоемкостей γ и число Маха M_0 невозмущенного потока, а также интенсивности догоняющих скачков, заданные отношениями статических давлений $I_1 = P_1/P_0$ и $I_2 = P_2/P_1$ (индекс 0 относится к параметрам невозмущенного потока).

Условия динамической совместности (1.1) для регулярного взаимодействия догоняющих скачков приводят к системе уравнений

$$\begin{aligned} \beta_1(\gamma, M_0, I_1) + \beta_2(\gamma, M_1, I_2) \pm \beta_2(\gamma, M_2, I_3) = \beta_4(\gamma, M_0, I_4) \\ I_1 I_2 I_3 = I_4 \end{aligned} \quad (1.3)$$

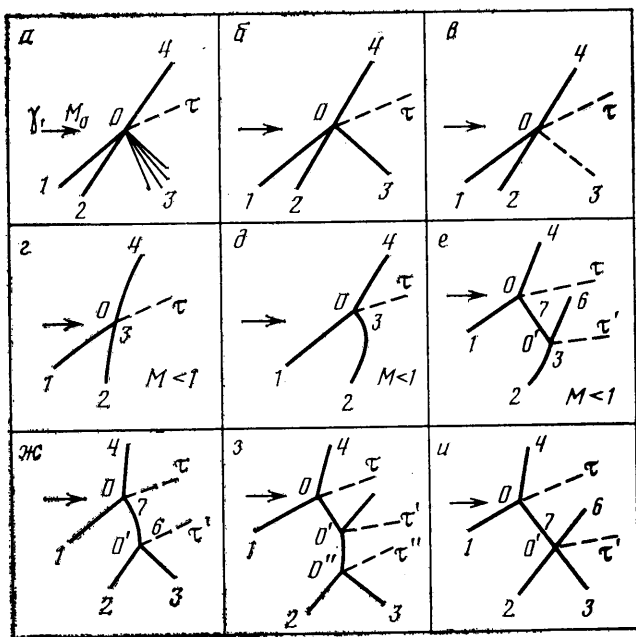
Здесь β — угол поворота потока на разрыве [1], знаки плюс и минус соответствуют отраженным волне разрежения и скачку уплотнения.

Система (1.3) может быть решена численно, если известен тип отраженного разрыва. Критерием типа разрыва является величина

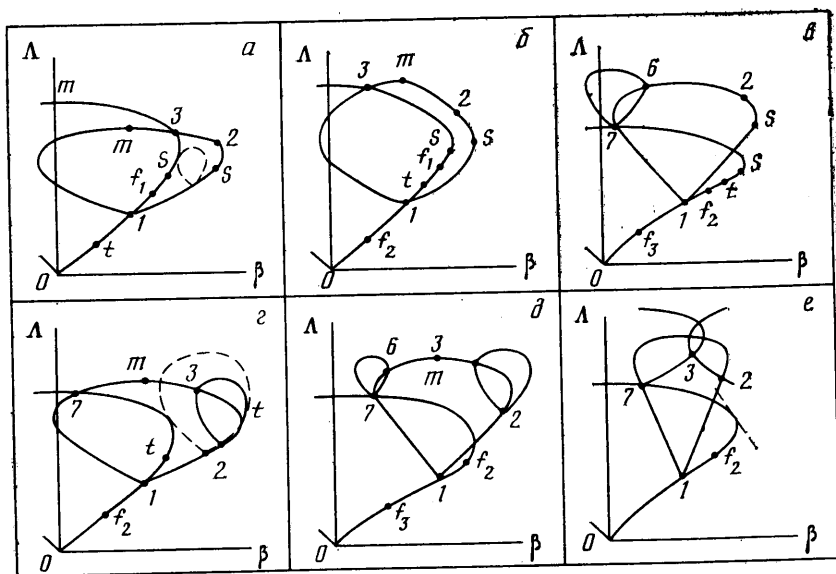
$$K = \beta_1(\gamma, M_0, I_1) + \beta_2(\gamma, M_1, I_2) - \beta_{12}(\gamma, M_0, I_1 I_2)$$

Здесь β_{12} — угол поворота потока на скачке с интенсивностью $I_1 I_2$. При $K > 0$ отраженный разрыв — скачок уплотнения, при $K = 0$ — слабая волна, а при $K < 0$ — центрированная волна разрежения.

Если решения (1.3) не существует, то для расчета нерегулярного взаимодействия необходимо определить вид структуры и последовательно решать системы уравнений, аналогичные (1.3), для каждой точки интерференции. Так, для тройной конфигурации типа маховского отражения, образующейся на скачке 1 при взаимодействии видов 5—9 (фиг. 1, *д—и*),



Фиг. 1



Фиг. 2

условия (1.1) приводят к уравнениям

$$\beta_i(\gamma, M_0, I_i) - \beta_i(\gamma, M_0, I_i) = \beta_i(\gamma, M_0, I_i) \quad (1.4)$$

$$I_i I_i = I_i$$

Здесь $i=3,7$ для структур видов 5 и 6—9 соответственно.

2. На фиг. 2 в плоскости ударных поля с координатами $\Lambda = \ln I$, β изображены графические решения указанных систем для шести видов нерегулярного взаимодействия. Нумерация точек пересечения ударных поля фиг. 2, а—е совпадает с нумерацией соответствующих разрывов на фиг. 1, г—и. Условимся называть поляру, построенную по значениям γ ,

M_0 невозмущенного потока, нулевой; поляру для течения за одним скачком уплотнения — первой, за двумя — второй.

Тогда нерегулярному взаимодействию вида 4 соответствует точка пересечения дозвуковой части правой ветви первой поляры с нулевой полярой (точка 3 на фиг. 2, а); второй догоняющий скачок изменяет интенсивность (от точки 2 до точки 3 на фиг. 2, а). Решению для нерегулярного взаимодействия вида 5 отвечает точка 3 пересечения дозвуковой части левой ветви первой поляры с нулевой полярой (фиг. 2, б). Если этой точке пересечения соответствует сверхзвуковой поток за отраженным скачком уплотнения (фиг. 2, в), а поток за скачком 2 дозвуковой, то возможно существование решения для нерегулярного взаимодействия вида 6.

При взаимодействии вида 8 вторые поляры для течений за скачками 7 и 2 не имеют точек пересечения (фиг. 2, д) и возникает мостообразный скачок уплотнения с интенсивностью, изменяющейся от точки 6 до точки 3. В структуре вида 9 взаимодействие скачков уплотнения разных направлений 7 и 2 происходит с образованием лишь одной дополнительной точки интерференции (фиг. 1 и 2, е).

Критерии видов взаимодействия основаны на сравнении заданных интенсивностей догоняющих скачков с характерными интенсивностями, которым соответствуют особые точки ударных поляр, отмеченные на фиг. 2 буквами. Точки m соответствуют прямому скачку уплотнения, точки S — числу Маха за скачком, равному единице, а их интенсивности определяются выражениями

$$I_m = (1 + \varepsilon)M^2 - \varepsilon, \quad \varepsilon = (\gamma - 1) / (\gamma + 1)$$

$$I_s = \frac{1}{2}(M^2 - 1) + \left[\frac{1}{4}(M^2 - 1)^2 + \varepsilon(M^2 - 1) + 1 \right]^{1/2}$$

Интенсивности I_t (точки t) ограничивают области тройных конфигураций с отраженным скачком уплотнения (типа маховского отражения). При $I_t < I_1 < I_s$ возможны решения лишь для тройных конфигураций догоняющих скачков видов 3 или 4 (из фиг. 2, а видно, что при $I_1 > I_t$ вершина первой поляры m лежит внутри нулевой поляры, нулевая и первая поляры могут пересекаться только правыми ветвями). При $I_1 < I_t$ (фиг. 2, б–е) левая ветвь первой поляры пересекает нулевую поляру; точке пересечения соответствует тройная конфигурация типа маховского отражения (фиг. 1, д–у). Величина I_t связана с числом M_0 уравнением [1]

$$M^4 + pM^2 + q = 0$$

$$p = - \left[\frac{I_t - 1}{I_t + 1} (I_t + 2 - \varepsilon) + \frac{I_t + \varepsilon}{1 + \varepsilon} + \frac{1}{1 - \varepsilon} \left(\frac{1 + \varepsilon I_t}{I_t + \varepsilon} \right)^2 \right] \quad (2.1)$$

$$q = \frac{I_t - 1}{1 + \varepsilon} (I_t + 2 - \varepsilon)$$

Условие $I_t > 1$ задает минимальное значение числа Маха перед скачком уплотнения $M_0 > M_t = \sqrt{0,5(\gamma + 3)}$.

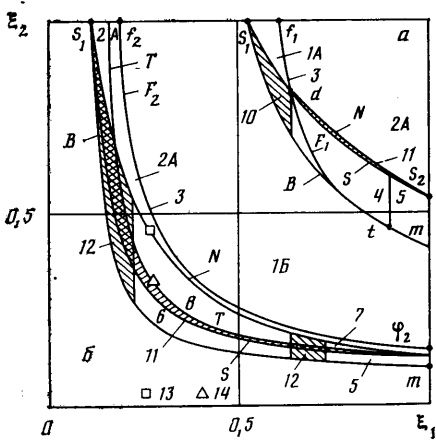
Характерные интенсивности $I_{f_1}, I_{f_2}, I_{f_3}$ (точки f_1, f_2, f_3) разделяют участки нулевой поляры, в которых начальные участки первых поляр проходят внутри или снаружи нулевой, и являются действительными корнями уравнения

$$\sum_{n=0}^3 A_n (I_f + \varepsilon)^n = 0$$

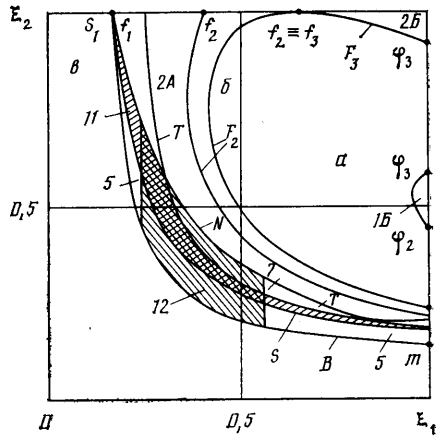
$$A_3 = 1; \quad A_2 = (\gamma^2 + 2\gamma - 1)M^2 + 2\gamma - 3\varepsilon; \quad A_0 = -\varepsilon(1 + \gamma M^2 + \varepsilon)^2 \quad (2.2)$$

$$A_1 = (2 - \gamma)\gamma M^4 + 2[(\gamma - 1)\varepsilon - 1]M^2 + 3\varepsilon^2 + 4\varepsilon + 1$$

Анализ дискриминанта (2.2) с учетом условия $1 < I_{f_i} < I_s$ показывает [1], что величина I_{f_1} определена при $M_0 > M_{t1}$, I_{f_2} — при $M_0 > M_{f2}$, I_{f_3} — при



Фиг. 3



Фиг. 4

$M_{f_2} < M_0 < M_{f_3}$. Интенсивности I_{f_i} являются критериями типа отраженной волны в случае $I_2 \rightarrow 1$ и определяют существование решений для тройных конфигураций догоняющих скачков вида 3. Нетрудно показать, что при $I_1 > I_{f_1} > I_t$ решений для тройных конфигураций нет, поскольку первая полара целиком лежит внутри нулевой. При $I_{f_3} < I_1 < I_{f_2}$ начальный участок первой полары также лежит внутри нулевой, но правые ветви полар имеют одну точку пересечения (фиг. 2, в, д, е). В случае $I_{f_2} < I_1 < I_{f_1}$ (фиг. 2, а, з) начальный участок правой ветви первой полары проходит снаружи нулевой полары, как и при $1 < I_1 < I_{f_3}$.

Из условий (1.2) в предельном случае $I_1 \rightarrow 1$ может быть получено [1] уравнение для определения еще трех характерных интенсивностей I_{φ_i} второго догоняющего скачка в точке его взаимодействия со слабой волной 1. Интенсивности $I_2 = I_{\varphi_i}$ соответствуют предельным случаям взаимодействия вида 3 при $I_1 \rightarrow 1$. Условие $1 < I_{\varphi_1} < I_m$ выполняется при $M_{f_1} < M_0 < M_t$, интенсивность I_{φ_2} определена при $M_0 > M_\varphi$, а I_{φ_3} — при $M_\varphi < M_0 < M_{f_3}$ [1].

Для значений $1 < \gamma < 5/3$ справедливы неравенства

$$M_{f_1} < M_t < M_\varphi < M_{f_2} < M_{f_3}, \quad I_{f_3} \leq I_{f_2} < I_t < I_{f_1} < I_s$$

причем для $\gamma = 1,4$ $M_{f_1} = 1,245$, $M_t = 1,483$, $M_\varphi = 2,087$, $M_{f_2} = 2,46$, $M_{f_3} = 2,54$. При $\gamma \rightarrow 5/3$ характерные числа Маха M_{f_2} , M_{f_3} безгранично возрастают, и при $\gamma > 5/3$ интенсивности I_{f_2} , I_{f_3} не определены. В остальном указанные неравенства при больших γ справедливы.

Предельному случаю регулярного взаимодействия догоняющих скачков может соответствовать касание второй и нулевой полар [2] (на фиг. 2, а, з такие положения второй полары отмечены штриховыми кривыми). Тогда увеличение I_2 приводит к переходу от регулярного взаимодействия вида 2 (фиг. 1, б) к нерегулярному видов 7 или 8 (фиг. 1, ж, з и 2, з, д). На фиг. 2, е показан другой предельный случай регулярного взаимодействия вида 1 с отраженной центрированной волной разрежения.

Исследование производных $\partial\beta/\partial I$ нулевой и второй полар в точке их пересечения (соответствующей тройной конфигурации вида 3) показало, что для заданного γ существует определенное число Маха ($M_0 = 3,910$ для $\gamma = 1,4$), при котором $(\partial\beta/\partial I)_3 = (\partial\beta/\partial I)_4$, где индексы 3 и 4 относятся к производным в началах второй и нулевой полар. При числах Маха, больших этого предельного, в некотором диапазоне I_1 выполняется неравенство $(\partial\beta/\partial I)_3 < (\partial\beta/\partial I)_4$ и, следовательно, решение для конфигурации вида 1 существует при интенсивностях I_2 , превышающих интенсивность второго

скачка в тройной конфигурации вида 3. В таких условиях с увеличением I_2 происходит переход от регулярного взаимодействия вида 1 к структурам видов 8 или 9.

3. Расчет ударно-волновых конфигураций догоняющих скачков проведен для значений показателя адиабаты газа $1 < \gamma < 2$ и чисел Маха от 1 до 10. При заданных величинах γ , M_0 определялись граничные зависимости $I_2(I_1)$ областей, в которых существуют решения для конфигураций различных видов (а также зависимости $\beta_2(\beta_1)$ и $\sigma_2(\sigma_1)$, где σ — угол наклона скачка уплотнения к вектору скорости невозмущенного потока). Области существования решений для различных видов взаимодействия при $\gamma=1,4$ и ряде чисел Маха M_0 показаны на фиг. 3, 4 в координатах $\xi_1=1/I_1$, $\xi_2=1/I_2$; фиг. 3, а, б соответствуют значениям $M_0=1,5$; 3, а фиг. 4, а, б, в — $M_0=2,1$; 2,46; 2,54.

Граничным кривым B соответствуют максимально возможные значения интенсивности второго скачка $I_2=I_m(M_1)=I_m(\gamma, M_0, I_1)$, кривым S — интенсивности $I_2=I_s(M_1)$, при которых $M_2=1$, кривым T — интенсивности $I_2=I_t(M_1)$. Кривые F_1, F_2, F_3 — зависимости $\xi_2(\xi_1)$ для тройных конфигураций, а также границы регулярного взаимодействия N получены численно.

Ниже кривой B каждого графика расположена область, в которой течение с двумя догоняющими скачками не существует. К кривой B примыкает область дозвукового течения за вторым догоняющим скачком, ограниченная кривой S . Предельному значению $I_2 \rightarrow 1$ соответствует точка s_1 ($M_1=1$), общая для кривых B и S , а случаю $I_1 \rightarrow 1$ — точки s_2 кривой S и t кривой B . В областях, лежащих выше кривой T , на втором догоняющем скачке уплотнения могут образовываться тройные конфигурации типа маховского отражения.

Рассмотрим, как видоизменяются решения для тройных конфигураций догоняющих скачков с ростом M_0 для фиксированного $\gamma=1,4$.

При $1 < M_0 < M_{j_1}=1,245$ существуют решения лишь для регулярного взаимодействия вида 1 (фиг. 1, а) во всей области, лежащей выше кривой S . С ростом M_0 появляется кривая F_1 тройных конфигураций догоняющих скачков вида 3, ограниченная точкой f_1 на прямой $I_2=1$ и точкой φ_1 на прямой $I_1=1$, отделяющая от области взаимодействия вида 1 (области расширения в терминологии [2]) область решений вида 2 (область сжатия).

При $M_0=M_s=1,305$ [2] граничные точки φ_1 кривой F_1 и s_2 кривой S совпадают; при $M_0 > M_s$ кривые F_1 и S пересекаются в точке d . Участок $f_1 d$ кривой F_1 соответствует тройным конфигурациям вида 3 (фиг. 3, а), а участок $d\varphi_1$ — вида 4. При $M_0=M_t=1,483$ справедливы равенства $I_1=I_t=1$, $I_2=I_{\varphi_1}=I_m$; точка φ_1 кривой F_1 совпадает с точками t и t кривой B . Дальнейший рост M_0 приводит к тому, что кривая F_1 заканчивается на кривой B в точке t , где интенсивность скачка 2 достигает значения $I_2(M_0, I_1)=I_m(M_1)$ при $I_1=I_t(M_1)$ (фиг. 3, а).

Таким образом, первая кривая тройных конфигураций вида 3 существует при $M_0 > M_{j_1}$ в диапазоне интенсивностей, ограниченном сверху условием $I_1 < I_{j_1}$, а снизу — условиями $I_1 > 1$ при $M_0 < M_t$ или $I_1 > I_t$ при $M_0 > M_t$. Поскольку в тройных конфигурациях вида 4 второй скачок уплотнения, за которым течение дозвуковое, подстраивается под условия в точке интерференции, решениям вида 4 при $M_0 > M_t$ соответствует не только отрезок dt кривой F_1 , но и вся область между кривыми S и B , ограниченная слева прямой $\xi_1=\xi_d$, а справа — прямой $\xi_1=1$ при $M_0 < M_t$ или прямой $\xi_1=\xi_t$ при $M_0 > M_t$ (фиг. 3, а).

При $M_0 > M_0=2,087$ появляется вторая кривая тройных конфигураций F_2 , отвечающая конфигурациям вида 3 и заканчивающаяся точками φ_2 и φ_3 на прямой $\xi_1=1$ (фиг. 4, $M_0=2,1$). При $M_0=M_{j_2}=2,46$ кривая F_2 касается прямой $\xi_2=1$ в точке $f_2=f_3$ (фиг. 4). С дальнейшим ростом M_0 точки f_2 и f_3 расходятся ($I_{j_2} > I_{j_3}$), разделяя линии тройных конфигура-

ций F_2 (с концами в точках f_2 и φ_2) и F_3 (с концами f_3 и φ_3). При $M_0 \geq M_{f_3} = 2,54$ кривая F_3 исчезает, поскольку $I_1 = I_{\varphi_3} = 1$.

Таким образом, в интервале $I_{f_3} < I_1 < I_{f_2}$ при $M_{f_2} < M_0 < M_{f_3}$ существует только одно решение для структур вида 3, а при $I_1 \leq I_{f_3}$ и в некотором диапазоне $I_1 \geq I_{f_2}$ — два (фиг. 4). Дальнейший рост M_0 не приводит к качественным изменениям в расположении кривых тройных конфигураций, однако кривая F_1 укорачивается (сужаются диапазоны параметров для структур видов 3, 4), так как при больших M_0 справедливо приближение $I_{f_1} \approx I_t \approx I_s \approx M^2 - 1$ [1].

В конфигурациях вида 4 течение является дозвуковым как за вторым догоняющим скачком, так и за результирующим скачком 4. Течение за вторым приходящим скачком тройных конфигураций вида 3 (кривые F_2 , F_3 , участок f, d кривой F_1 на фиг. 3, 4) всегда сверхзвуковое, а течение за результирующим скачком 4 в структурах 3 кривой F_2 , начиная с $M_0 = 3,221$, становится дозвуковым в некотором диапазоне интенсивностей I_1 . При $M_0 > 1,472$ угол наклона второго догоняющего скачка уплотнения структур вида 4 к вектору скорости невозмущенного потока может превышать 90° (за счет разворота потока на первом скачке); скачок 2 выглядит как отраженный, а не приходящий, а конфигурация вида 4 — как взаимодействие вида 5. Такие структуры, традиционно называемые λ -образными, обычно наблюдаются в процессах взаимодействия близкого к прямому скачка уплотнения с пограничным слоем [8].

Итак, при $1 < M_0 < M_{f_1} = 1,245$, когда первая поляра целиком лежит внутри нулевой, над кривой S расположена область решений для взаимодействия вида 1 (фиг. 1, а), а между кривыми S и B — область 10 отсутствия решений для интерференции догоняющих скачков уплотнения. При $M_0 > M_{f_1}$ кривая F_1 отделяет от области решений для взаимодействия вида 1 область решений для взаимодействия вида 2 (фиг. 1, б). Назовем эти области первыми областями расширения 1А и сжатия 2А (на фиг. 3, а они показаны для $M_0 = 1,5$).

При $M_0 < M_s = 1,305$ точка S первой поляры лежит внутри нулевой поляры, и решения для структур вида 1 существуют вплоть до кривой S . При $M_0 > M_s$ регулярное взаимодействие вида 2 не имеет решений в окрестности $I_2 \leq I_s$, когда вторая поляра не пересекается с нулевой [2]. Это обуславливает появление кривой N с концами в точках d и s_2 , ограничивающей область решений для регулярного взаимодействия (фиг. 3, 4). При числах Маха, незначительно превышающих M_s , между кривыми N и S расположена область 11 отсутствия решений для взаимодействия догоняющих скачков, в которой вторая поляра не пересекается ни с первой, ни с нулевой.

С появлением кривой F_2 при $M_0 > M_\varphi$ образуется вторая область расширения 1Б внутри этой кривой (фиг. 4); при $M_{f_2} < M_0 < M_{f_3}$ между кривой F_3 и прямыми $\xi_2 = 1$ и $\xi_1 = 1$ существует вторая область сжатия 2Б, отделяющаяся от первой с разрывом кривой F_2 (фиг. 4). Эта область исчезает при $M_0 \geq M_{f_3}$. Как уже отмечалось, при $M_0 > 3,910$ предельным случаем регулярного взаимодействия может быть конфигурация вида 1. Число Маха $M_0 = 3,910$ соответствует касанию кривых F_2 и N , а при $M_0 > 3,910$ эти кривые пересекаются и во внутренней области между ними появляется третья область расширения.

Одновременно с образованием границы N отсутствия решений для регулярного взаимодействия при $M_0 > M_s$ появляется область 4 решений для нерегулярного взаимодействия вида 4, а затем, при $M_0 > M_t$, и область 5 конфигураций вида 5 с дозвуковым течением за вторым догоняющим скачком (фиг. 3, а). Переход от структуры вида 4 к виду 5 при малых I_1 для $M_0 > M_t$ вызван существованием при $I_1 < I_t$ точки пересечения левой ветви первой поляры с нулевой полярой (фиг. 2, б). Это соответствует образованию на первом скачке тройной конфигурации с отраженным скачком уплотнения противоположного направления (фиг. 1, д).

Отметим, что в конфигурации вида 5 течение как за вторым догоняющим скачком, так и за результирующим скачком уплотнения 4 становится дозвуковым, интенсивности и кривизны этих скачков могут существенно изменяться вплоть до перемены направления скачков вблизи точки интерференции.

Выше кривой T лежит область, в которой на втором догоняющем скачке может образоваться тройная конфигурация типа маховского отражения. Начиная с $M_0=2,267$, кривые T и N пересекаются и во внутренней области между ними появляются решения для структуры вида 7 (фиг. 1, ж и 2, з); область отсутствия решений 11 соответственно сужается (графики для $M_0=2,54$ на фиг. 4 и для $M_0=3,0$ на фиг. 3, б).

Структуры видов 5, 7 включают тройную конфигурацию типа маховского отражения, образующуюся на скачке уплотнения 1 (в структуре вида 5 (фиг. 1, д) отраженный скачок уплотнения имеет номер 3, а в структуре вида 7 (фиг. 1, ж) — номер 7). Зависимость числа Маха за этим отраженным скачком от интенсивности I_1 имеет максимум, который соответствует $M_3=1$ (или $M_7=1$) при $M_0=2,402$. При $M_0>2,402$ между кривыми N , B и прямыми, параллельными оси ординат и отражающими равенства $M_3=1$ ($M_7=1$), расположена область 12 отсутствия решений. В этой области для согласования условий на разрывах необходимо было бы образование еще одной тройной конфигурации на отраженном скачке, что невозможно, поскольку интенсивность отраженного скачка превышает I_1 (M_1) (2.1).

Интенсивность отраженного скачка первой тройной конфигурации может стать меньше I_1 (M_1) при $M_0>2,721$, когда область 12 разбивается на две подобласти, между которыми существуют решения для ударно-волновых структур видов 6 и 8 (фиг. 1, е, з) с дозвуковым и сверхзвуковым течениями за вторыми догоняющими скачками уплотнения соответственно (фиг. 3, б). При $M_0>3,910$ в области 8 появляется третья зона расширения, а при $M_0>4,227$ часть области 8, примыкающая к кривой N , определяет зону решений для конфигурации вида 9, в которой скачки уплотнения разных направлений 2 и 7 взаимодействуют регулярным образом (фиг. 1, и, 2, е).

Дальнейшее увеличение M_0 не приводит к качественным изменениям в расположении областей решений для конфигураций догоняющих скачков различных видов, определяемых в рамках принятой модели. Тем не менее при больших числах Маха области 1А, 4, 10 в окрестности точки S_1 , в области 2А, 5, 7 в окрестности точки S_2 , как и области 11, 12 отсутствия решений, становятся пренебрежимо малыми по сравнению с областями 1Б, 6, 8 и 9.

4. Расчеты показали, что величина показателя адиабаты газа γ также существенно влияет на процесс интерференции догоняющих скачков уплотнения. При $\gamma>^{9/8}$ кривая F_3 тройных конфигураций вида 3 не касается прямой $\xi_2=1$; вторая область сжатия 2Б не возникает. Уменьшение γ приводит к значительному расширению диапазонов определяющих параметров течения, в которых существуют решения для нерегулярного взаимодействия догоняющих скачков, при соответствующем сужении областей отсутствия решений. Если для газа с $\gamma=1,9$ при $M_0=3,5$ решений для взаимодействия видов 6 и 8 нет, а для газа с $\gamma=1,4$ такие области существуют, то для газа с $\gamma=1,1$ при том же $M_0=3,5$ внутри обширной области 8 расположена область решений для взаимодействия вида 9.

Обоснованность предлагаемой классификации и корректность разработанной методики расчета проверялись сравнением численных результатов с известными экспериментальными данными (например, [2, 3, 8]) и результатами специальных экспериментов. На фиг. 3, в нанесены экспериментальные точки 13, 14 для регулярного взаимодействия вида 2 и нерегулярного взаимодействия вида 8, полученные для $\gamma=1,4$, $M_0=3,0$, $\beta_1=20^\circ$ при $\beta_2=14^\circ$ и $\beta_2=21^\circ$ соответственно [2]. Нерегулярное взаимо-

действие вида 8 получено также в расчетах при значениях $\gamma=1,4$, $M_0=4,97$, $\beta_1=15^\circ$, $\beta_2=19^\circ$, отвечающих условиям эксперимента [7]. Согласование расчетов с экспериментами удовлетворительное, но отмечено превышение расчетных значений угла наклона второго догоняющего скачка σ_2 над экспериментальными. В [7] приводятся экспериментальное значение $\sigma_2=52^\circ$ и расчетное $\sigma_2=55^\circ$; настоящий расчет дал величину $\sigma_2=54,8^\circ$.

Измерения статического давления на поверхностях клиньев [7] показали, что действительное число M_1 перед вторым скачком существенно выше расчетного. Ниже приведены расчетные значения чисел M_i в областях за скачками уплотнения структуры вида 8 в сравнении с данными [7]:

i	1	2	3	4	6	7	8	9
Расчет	3,488	1,356	1,065	0,427	1,342	1,950	0,570	0,462
Эксперимент	3,49	1,35	1,06	0,42	—	—	0,57	—

Получено также в отличие от [8] хорошее согласование с данными [3]. Возникновение конфигураций видов 5, 7 впервые отмечено в совместных экспериментах с Якубовым И. Р. и Трофимовым В. М., результаты которых полностью отвечают проведенным расчетам.

Получение аналитического критерия отсутствия решений для регулярного взаимодействия в удобном виде затруднено, однако для приближенного определения границы регулярного взаимодействия найдена простая аппроксимационная зависимость $I_1 I_2 = I_s(M_0)$. Ошибка аппроксимации не превышает 1,2% для $M_0=1,5$, 2,6% для $M_0=2$, 3,5% для $M_0=3$, 6,5% для $M_0=4$ и дает заниженные значения граничных I_2 . Рост погрешности при $M_0 > 3,910$ связан с образованием описанной выше третьей области расширения.

Вопрос о возможных видах взаимодействия стационарных догоняющих скачков с интенсивностями из областей 10, 11, 12 остается открытым. Эта проблема аналогична задаче нахождения решений для таких хорошо изученных ударно-волновых конфигураций, как нерегулярное отражение скачка уплотнения. В [9] рассмотрена одна из возможных моделей течения для тройной конфигурации при интенсивностях из диапазона $I_1(M_0) < I_1 < I_s(M_0)$. Эта модель предполагает, что в окрестности точки интерференции существует локальная область сверхзвукового течения, в которой распространяется центрированная волна разрежения. Волна разрежения отражается от тангенциального разрыва волнами сжатия, усиливающими отраженный скачок до интенсивности, соответствующей дозвуковой части ударной поляры.

В экспериментах [10] также обнаружено, что возможно образование тройных конфигураций при значениях параметров, для которых теория не дает решений. Для объяснений этого факта выдвинуто нетривиальное предположение, что реальный слой смещения в отличие от модельного тангенциального разрыва выдерживает перепад статических давлений и традиционные условия динамической совместности в точке интерференции (1.1) несправедливы.

Обе модели позволяют объединить область 10 отсутствия решений с областью 4 тройных конфигураций догоняющих скачков (фиг. 3, а), а области 11, 12 в зависимости от вида тройных конфигураций, образующихся на первом и втором скачках, — с областями 5, 6, 7 или 8 (фиг. 3, б). Пока точная модель течения для взаимодействия скачков с интенсивностями из диапазонов от I_1 до I_s не определена, будем считать, что в областях 10, 11 и 12 решений задачи об интерференции догоняющих скачков нет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Усков В. Н. Интерференция стационарных газодинамических разрывов // Сверхзвуковые газовые струи. Новосибирск: Наука, 1983. С. 22–46.
2. Росляков Г. С. Взаимодействие плоских скачков одного направления // Численные методы в газовой динамике. М.: Изд-во МГУ, 1965. С. 28–51.
3. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 2. С. 143–147.
4. Edney B. E. Effects of shock impingement on the heat transfer around blunt bodies // AIAA Journal. 1968. V. 6. № 1. P. 15–21.
5. Землянский Б. А., Лесин А. Б., Луцев В. В., Шманенкова Г. А. Об интерференции косых скачков уплотнения одного семейства в гиперзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 134–138.
6. Tannehill J. C., Holst T. L., Rakich J. V. Numerical computation of two-dimensional viscous blunt body flows with an impinging shock // AIAA Journal. 1976. V. 14. № 2. P. 204–211.
7. Bertin J. J., Hinkle J. C. Experimental investigation of supersonic double-wedge configurations // AIAA Journal. 1975. V. 13. № 7. P. 897–901.
8. Полежаев Ю. А. О минимизации сопротивления затупленных кромок выступающих элементов гиперзвукового объекта // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 3. С. 3–9.
9. Kalghatgi G. T., Hunt B. L. The three-shock confluence problem for normally impinging overexpanded jets // Aeronaut. Quart. 1975. V. 26. № 2. P. 117–132.
10. Walenta Z. A. Formation of the Mach-type reflection of shock waves // Arch. Mech. 1983. V. 35. № 2. P. 187–196.

Москва
Ленинград

Поступила в редакцию
27.II.1986